

EIGENSCHAFTEN EINER QUELLE POLARISIERTER
IONEN UND BESTIMMUNG DER INTENSITÄT
UND DES POLARISATIONSGRADES VON PROTONEN

GERHARD F R I T S C H
AUS EGER

UND DES POLARISATIONSGRADES VON PROTONEN
IONEN UND BESTIMMUNG DER INTENSITÄT
EIGENSCHAFTEINER EINZELNEN POLARISIERTE

EIGENSCHAFTEN EINER QUELLE POLARISIERTER
IONEN UND BESTIMMUNG DER INTENSITÄT
UND DES POLARISATIONSGRADES VON PROTONEN

INAUGURALDISSERTATION

DER NATURWISSENSCHAFTLICHEN FAKULTÄT
DER FRIEDRICH - ALEXANDER - UNIVERSITÄT ERLANGEN - NÜRNBERG



ZUR

ERLANGUNG DES DOKTORGRADES

VORGELEGT VON

GERHARD F R I T S C H

AUS EGER



Als Dissertation genehmigt von der Naturwissenschaftlichen
Fakultät der Universität Erlangen - Nürnberg

Tag der mündlichen Prüfung: 16. Mai 1962

Dekan: Universitätsprofessor Dr. H. Volz

Berichterstatter: Universitätsprofessor Dr. R. Fleischmann

Berichterstatter: Universitätsprofessor Dr. E. Mollwo

A) Einleitung	1
B) Versuche an einer Atomstrahlapparatur zur Erzielung eines intensiven H-Strahles mit guter Aufspaltung	2
1) HF-Entladungsröhre und Blendensystem	2
2) Magnet	3
C) Ionisation von H_2^- und H-Strahlen (Komponente $m_J = +\frac{1}{2}$)	13
1) Messung der Strahlintensität und der Ionenströme	13
2) Abschätzung des Dissoziationsgrades und der Temperatur der Wasserstoffent- ladung, Diskussion der Ionenstrom / Magnetstrom - Charakteristik	15
3) Berechnung des Polarisationsgrades von Protonen	17
D) Aufspaltung von Orthowasserstoff im starken Sechspolefeld und Ionisierung	18
E) Schlußbemerkungen	19
Anhang	21
I. Intensitätsmessungen an H_2^- -Strahlen für verschiedene Austrittsöffnungen im Entladungsröhr	21
II. Bestimmung der H-Strahlintensität aus der Bläuung der MoO_3 -Schicht	22
III. H-Strahl-Aufspaltung für verschiedene Kollimatorblenden (Ergänzung zu B)2).	23
IV. Berechnung der Ablenkung von Ortho- wasserstoff im Vierpolefeld	25

Zusammenfassung:

Die Eigenschaften der Strahlquelle und des Trennmagneten (Vierpol- bzw. Sechspolfeld) einer Atomstrahlapparatur zur Herstellung polarisierter Protonen und Deuteronen werden beschrieben. Der Vergleich von Vier- bzw. Sechspolfeld zeigt praktisch keinen Unterschied hinsichtlich erreichbarem Polarisationsgrad und Strahlintensität in dieser Anordnung. Es wurden Ströme von $3,5 \cdot 10^{-8}$ A polarisierter Protonen gemessen und aus den übrigen Betriebsdaten ein Polarisationsgrad von 48 % errechnet.

In der gleichen Anordnung wurde der Orthowasserstoff eines H_2 -Strahles einer mit flüssigem Stickstoff gekühlten Strahlquelle aufgespalten und ionisiert. Es wurden Ströme von $0,8 \cdot 10^{-9}$ A gemessen.

A) Einleitung

Aussagen über spinabhängige Wechselwirkungen im Atomkern lassen sich erhalten durch Kernprozesse mittels beschleunigter Teilchen (z.B. Protonen und Deuteronen) definierter Spinrichtung. Solche polarisierten Teilchen lassen sich durch Streuung an Kernen (z.B. Protonen an He), durch Kernreaktionen und mittels der Atomstrahlmethode erzeugen. Die Erzeugung polarisierter Protonen aus einem H-Atomstrahl geht zurück auf eine Anregung und Versuche von Clausnitzer, Fleischmann und Schapper¹⁾. Es handelt sich dabei um folgendes Verfahren: Aus der Öffnung einer Röhre, in der durch eine Entladung molekularer Wasserstoff dissoziiert wird, läßt man atomaren Wasserstoff austreten. Durch geeignete Blenden wird ein H-Strahl ausgeblendet und durchläuft ein inhomogenes Magnetfeld. Auf Grund des Zeeman-Effektes der Hyperfeinstruktur spaltet der H-Strahl bei hinreichendem Feldgradienten im schwachen Magnetfeld in vier Komponenten auf (magnetische Kopplung von Atomhülle und Atomkern). Blendet man eine geeignete dieser vier Komponenten aus und ionisiert sie, so erhält man vollständig polarisierte Protonen.

Die Aufspaltung des H-Strahles kann man auch in einem starken, inhomogenen Magnetfeld durchführen. Man erhält dann zwei Stern-Gealach-Komponenten (Richtungsquantenzahl des Elektronenspins $m_J = -\frac{1}{2}$ und $m_J = +\frac{1}{2}$). Ionisiert man eine der beiden Komponenten in einem schwachen, homogenen Magnetfeld, so kann man einen Polarisationsgrad von maximal 50 % erhalten. In diesem Fall kann man stärkere Strahlen als bei der Aufspaltung im schwachen

Feld noch genügend aufspalten, da man starke Magnetfelder, verbunden mit starken Feldgradienten, erzeugen kann.

Die im Folgenden behandelten Aufspaltungen von H-Strahlen wurden in starken Magnetfeldern durchgeführt.

B) Versuche an einer Atomstrahlapparatur zur Erzielung eines intensiven H-Strahles mit guter Aufspaltung.

1) HF-Entladungsröhre und Blendensystem.

Zur Erzeugung eines möglichst intensiven H-Strahles ist es notwendig, Kompromisse zu schließen zwischen folgenden Forderungen: starke Strahlquelle mit hohem Dissoziationsgrad des Wasserstoffs, kleine Streuverluste durch gute Vakua und möglichst kurze Wegstrecken wegen der Abnahme der Intensität mit dem Quadrat der Entfernung. Zuerst mußte festgestellt werden, welche Art von Austrittsöffnung im Entladungsrohr am günstigsten ist. Es wurden Vergleichsmessungen der Intensität von H_2 -Strahlen mit einem Staurohr für verschiedene Austrittsöffnungen durchgeführt. Als Staurohr diente eine Ionisationsmanometerröhre mit vorgesetztem Röhrchen (z.B. 5 cm lang, 6 mm $\varnothing$) zur Erhöhung des Strömungswiderstandes. Als Austrittsöffnungen wurden u.a. kreisrunde Löcher mit verschiedenen Durchmessern (0,3 mm bis 2 mm), Ringöffnungen ($\varnothing = 3$ mm bis 4 mm) und einer Ringöffnung aus einem Kapillarenkranz ($\varnothing = 3$ mm) untersucht. Die Messungen ergaben keine großen Intensitätsunterschiede für kreisrunde Löcher mit verschiedenen Durchmessern bei jeweils optimalem Druck im Entladungsrohr. Die erreichbaren Intensitäten der

H₂- Strahlen bei den anderen Austrittsöffnungen betrugen nur 20% bis 40% davon (s. Anhang I).

Für die HF-Entladung erwies sich ein Druck von 1 bis 2 Torr als am günstigsten. Daraus und aus der Saugleistung der ersten Pumpe (Öldiffusionspumpe OT 500) ergab sich ein geeigneter Lochdurchmesser von $\varnothing = 1\text{mm}$.

Die Dimensionierung der nachfolgenden Blenden S₂ und S₃ richtet sich nach dem maximalen Öffnungswinkel des Strahles und der Austrittsöffnung S₁. Am Magneteingang ist ein maximaler Strahldurchmesser von 4mm (= Folschuhabstand) sinnvoll. Daraus und aus dem Abstand von Entladungsröhre und Magnet ($\overset{1}{S_1K} = 10\text{ cm}$) errechnet sich ein maximaler Öffnungswinkel des Strahles von $4 \cdot 10^{-2}$. Die als Kanäle ausgebildeten Blenden S₂ und S₃ wurden im Abstand 5mm bzw. 50mm von der Entladungsröhre angeordnet und erhielten Durchmesser von 1,1 mm bzw. 2,2mm . Die vakuumtechnische Ausführung dieser Apparatur wird von H.H.P. Jochim²⁾ beschrieben.

2) Der Magnet

a) Eigenschaften:

Neben den im vorhergehenden Abschnitt aufgestellten Forderungen an eine Atomstrahlapparatur müssen noch zwei hinzutreten. Erstens soll durch das inhomogene Magnetfeld eine möglichst vollkommene Trennung der beiden Stern - Gerlach - Komponenten bewirkt werden, um nach der Ionisierung einer Komponente des H-Strahles einen hohen Polarisationsgrad der Protonen zu erreichen . Zweitens soll das Magnetfeld

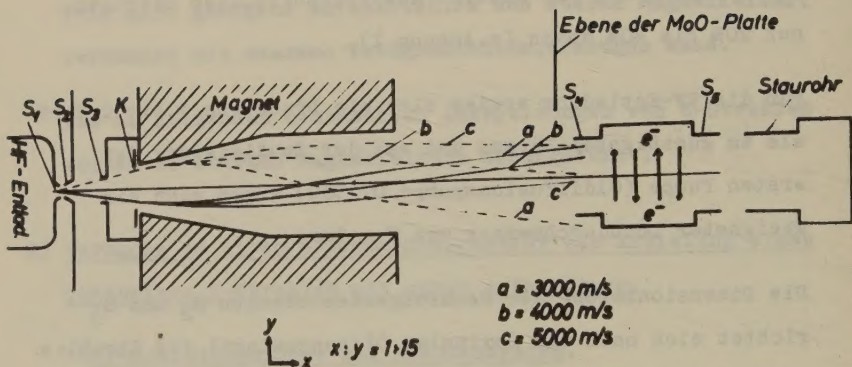


Fig.1. Anordnung von Entladungsröhr, Trennmagnet, Ionisierer und das zum Strahl nachweis verwendete Stauröhr bzw. die MoO₃-Platte.

S₁...S₅ Blenden zwischen verschiedenen Vakuumräumen, K¹ Kollimatorblende am Magneteingang.

Der angenäherte Verlauf der Teilchenbahnen im Sechspolfeld bei etwa $4 \cdot 10^4$ Oe/cm am Magneteingang ist eingezeichnet.

gewisse Abbildungseigenschaften besitzen. Es soll die Fähigkeit haben, die Teilchen einer Stern - Garlach-Komponente, deren Bahnen vor dem Magnetfeld divergent sind, auf den Ionisierereingang zu fokussieren und damit dort die Strahlintensität zu erhöhen. Die erste Forderung kann man mit jedem beliebigen Magnetfeld, das einen ausreichenden Feldgradienten hat, erfüllen. Der zweiten genügen nur Vierpolfelder, Sechspolfelder oder Felder höherer Symmetrie. In diesen Magnetfeldern werden die H-Atome mit der Richtungsquantenzahl der Elektronen $m_J = +\frac{1}{2}$ fokussiert, die mit $m_J = -\frac{1}{2}$ defokussiert. Der Verlauf des Betrages der Feldstärke H geht beim Vierpolfeld linear mit dem Radius r (= Abstand von der Magnetachse), beim Sechspolfeld zuerst quadratisch, dann linear. Das Sechspolfeld hat gegenüber dem Vierpolfeld

den Vorteil, daß es bei gleichen Magnetströmen größere Feldgradienten (s. Fig.2) im äußeren Bereich besitzt. Es hat aber den Nachteil, daß $\text{grad } H$ im Bereich der Achse klein ist, so daß dort die beiden Stern -Gerlach-Komponenten schlecht getrennt werden. Die anderen, richtungsfokussierenden Eigenschaften des Sechspolfeldes bedeuten praktisch keinen Vorteil, da (wie beim Vierpolfeld) der chromatische Fehler (d.h. Abhängigkeit des Fokus von der Geschwindigkeit der Atome) auf Grund der Maxwell'schen Geschwindigkeitsverteilung der Atome sehr groß ist. Man kann allerdings den chromatischen Fehler - wie Hamilton, Lemonick und Pipkin⁴⁾ gezeigt haben - durch abnehmenden Feldgradienten in Strahlrichtung verringern.

Um experimentelle Vergleichsmöglichkeiten zwischen Vier- und Sechspolmagnet zu besitzen, wurde der Magnet⁵⁾ so konstruiert, daß er von einer Feldform in die andere umgebaut werden kann. In beiden Fällen beträgt der Abstand gegenüberliegender Polschuhe am Magneteingang 4 mm, nimmt dann linear bis zur Mitte (15 cm) auf 8 mm zu und bleibt dann konstant bis zum Magnetende. Die Divergenz der Polschuhe wurde der Strahl-divergenz angepaßt. Angenäherte Berechnungen von Teilchenbahnen (s. Fig.1, angenommene Temperatur im Entladungsrohr 500°K) ergaben, daß durch die fokussierende Kraft der Strahl-querschnitt der Komponente mit $m_J = +\frac{1}{2}$ etwa nach der halben Magnetlänge sein Maximum erreicht hat. Parallele Polschuhe in der zweiten Magnethälfte stören also die Atome der Komponente mit $m_J = +\frac{1}{2}$ nicht, bewirken aber durch größere Feldgradienten eine bessere Ablenkung vor allem der schnelleren Teilchen. Fig.2 zeigt die Abhängigkeit des Betrages der

Feldstärke H vom Radius r für Vierpol- und Sechspolfeld, gemessen mit einer 1×1 mm großen InSb - Hallsonde^{+) in einer Diagonalebene zwischen den Polschuhen am Magneteingang und Magnetausgang. Durch Messungen in der Ebene zwischen zwei gegenüberliegenden Polschuhkanten wurden höhere Beträge der Feldstärke H gemessen. Es zeigte sich eine deutliche azimutale Abhängigkeit des Betrages der Feldstärke. Beim Vierpolfeld waren am Magneteingang bei $r = 1$ mm die Schwankungen von $H(\varphi)$, φ = Azimut, etwa 15% - 20%. Entsprechende Schwankungen von $H(\varphi)$ wurden am Magnetende festgestellt. Die Abhängigkeit des Betrages der Feldstärke H vom Azimut φ ist beim Sechspolfeld geringer (vgl. die Aufspaltungsbilder Fig. 3 und 4).}

b) Aufspaltung von H-Strahlen in die beiden Stern-Gerlach-Komponenten.

Zur Untersuchung der Trenneigenschaften des Vierpol- und Sechspolfeldes wurden für verschiedene Kollimatorblenden K auf Glasplatten, die mit MoO_3 bedampft waren, Aufnahmen gemacht. Das gelbliche MoO_3 wird durch atomaren Wasserstoff zu blauem $\text{Mo}_4\text{O}_{10}(\text{OH})_2$ reduziert. Diese H-Strahlaufnahmen wurden fotografiert und die Negative mit einem $0,1 \times 0,5$ mm großen Lichtfleck fotometriert (s. Anhang II). Nach Berücksichtigung der Schwärzungskurven der MoO_3 -Schicht und der Fotoplatten wurde die Abhängigkeit der Intensität vom Radius erhalten. Bei Fig. 3 war die Kollimatorblende eine Ringöffnung (Innen- $\varnothing = 2$ mm, Außen- $\varnothing = 3$ mm)? bei Fig. 4. ein Loch von 3 mm $\varnothing$. Die entsprechenden Intensitätsverteilungskurven geben Fig. 5 und 6 wieder.

^{+) Von SSW, Erlangen, freundlicherweise zur Verfügung gestellt.}

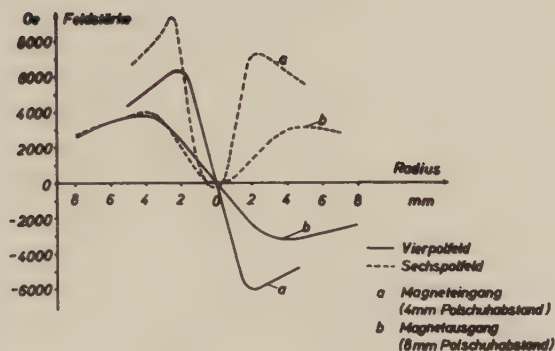


Fig.2 : Gemessener Verlauf der Feldstärke H als Funktion des Radius in der Vier- und Sechspol-anordnung des Magneten am Magneteingang und Magnetende. (Magnetstrom 4 A)

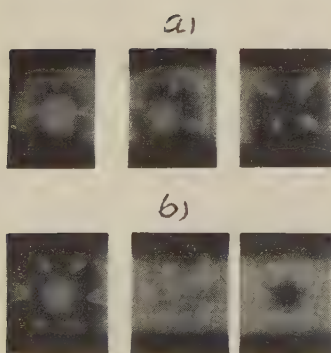


Fig.3: Aufspaltungsbilder eines H-Strahles (natürl. Größe) für a) Vierpolfeld, b) Sechspolfeld (Ringblende, Innen $\varnothing$ = 2mm, Außen $\varnothing$ = 3mm, als Kollimator; Magnetstrom 0A; 1,0A; 3,5A)

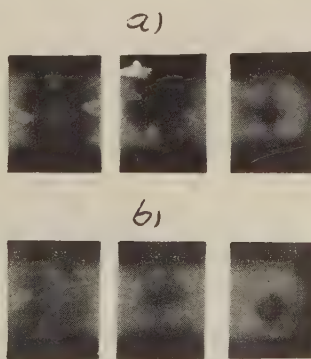


Fig.4: Aufspaltungsbilder eines H-Strahles (natürl. Größe) für a) Vierpolfeld, b) Sechspolfeld (Lochblende als Kollimator, $\varnothing$ = 3mm; Magnetstrom 0 A; 1,0 A; 3,5 A).

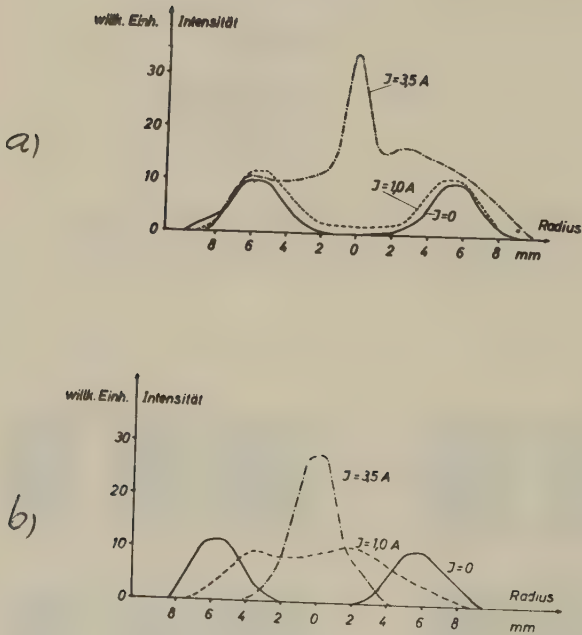


Fig.5: Intensitätsverteilung eines H-Strahles als Funktion des Radius, fotometrisch ausgewerteter MoO-Aufnahmen, a) Vierpolfeld, b) Sechspolfeld (Ringblende als Kollimator, Innen $\varnothing$ =2mm, Außen $\varnothing$ =3mm Magnetstrom 0 A; 1,0A; 3,5A; s. Fig. 3a und 3b)

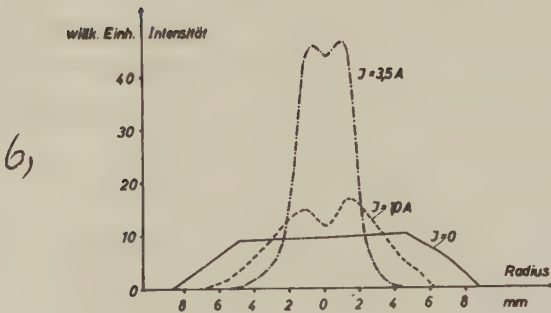
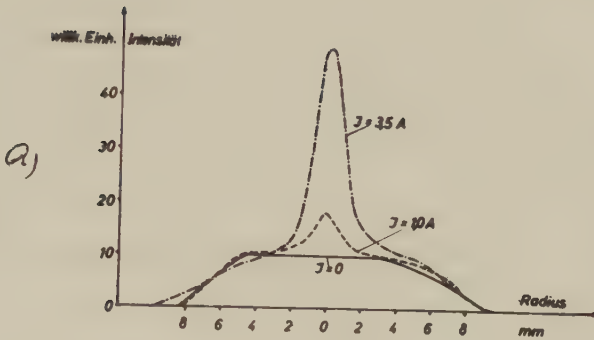


Fig.6 : Intensitätsverteilung eines H-Strahles als Funktion des Radius, fotometrisch ausgewerteter MoO-Aufnahmen.

a) Vierpolfeld, b) Sechspolfeld

(Lochblende als Kollimator, $\varnothing = 3\text{ mm}$;

Magnetstrom 0 A; 1,0 A; 3,5 A; s. Fig. 4a und 4b)

Beim Vergleich des Intensitätsverlaufes als Funktion des Radius bei Vierpol- und Sechspolfeld erkennt man - wie schon vorher erwähnt - im Fall des Sechspolfeldes eine stärkere Ablenkung von Teilchen des äußeren Bereichs des Atomstrahls. Das zeigen Fig.5a und b deutlich in den Intensitätskurven für eine Ringkollimatorblende bei einem Magnetstrom von 1A. Bei einem Strom von 3,5A sind die Intensitätsmaxima bei beiden Feldern etwa gleich groß, beim Sechspolfeld aber breiter als beim Vierpolfeld. Blendet man den achsennahen Bereich am Magneteingang nicht aus (K = Lochblende mit $\varnothing = 3 \text{ mm}$), so erhält man eine Intensitätssteigerung für beide Feldarten um etwa 50% (Fig.6a und b). Auch hier liefert das Sechspolfeld breitere Maxima. Das in den Aufspaltungsbildern des Sechspolfeldes (Fig.4a) und den Intensitätskurven (Fig.6b) auftretende Doppelmaximum der Intensität beruht auf einer Unsymmetrie in der Polschuhenordnung. Dem Sechspolfeld ist dadurch eine Zweipolfeldkomponente überlagert. Wie in einem nachfolgenden Abschnitt auf Grund anderer Messungen gezeigt wird, tritt eine weitere Erhöhung des Intensitätsmaximums bei Magnetströmen $> 3,5 \text{ A}$ weder beim Vierpolfeld noch beim Sechspolfeld auf. Gemessene Intensitätsverteilungen als Funktion des Radius bei anderen Azimutwerten ergaben keine große ~~y~~ Abhängigkeit der Intensität. Im interessierenden achsennahen Bereich bis zu $r = 5 \text{ mm}$ am Ort von S_4 kann die azimutale Abhängigkeit der Intensität vernachlässigt werden. Das ist der Bereich, der auf Grund der Ionisiererdimensionen durch den maximalen Durchmesser ($= 6 \text{ mm}$) der Ionisierereintrittsblende S_4 festgelegt ist.

Da die MoO_3 -Aufnahmen des H-Strahles am Ort der Ionisierer-eintrittsblende S_4 gemacht wurden, kann aus den Intensitätsverteilungskurven der für die Vierpol-bzw. Sechspolanordnung geeignete Durchmesser von S_4 bestimmt werden, so daß eine möglichst große Zahl von H-Atomen mit $m_J = +\frac{1}{2}$ in den Ionisierer gelangt. Will man Aussagen erhalten über das Verhältnis der Anzahl von Teilchen, die mit und ohne Magnetfeld, in Vierpolfeld- und Sechspolfeldanordnung durch S_4 in den Ionisierer gelangen, so benötigt man für diese Fälle die Abhängigkeit der Teilchenzahl auf der Ringfläche zwischen r und $r + dr$ vom Radius r . Diese Abhängigkeit erhält man aus den entsprechenden Intensitätskurven durch Multiplikation der Intensitätswerte mit den zugehörigen r -Werten (für Kollimatorblende mit $3\text{mm } \varnothing$, s. Fig. 7). Die Flächen unter den erhaltenen Kurven bedeuten dann Teilchenzahlen. Daraus wurde die Anzahl der in den Ionisierer gelangenden Atome bei eingeschaltetem Magnetfeld (3,5 A Magnetstrom), bezogen auf die Anzahl ohne Magnetfeld, berechnet. Für eine als Lochblende von $3\text{mm } \varnothing$ verwendete Kollimatorblende sind diese Ergebnisse für zwei Größen der Ionisierereintrittsblende S_4 für Vierpolfeld und Sechspolfeld in einer

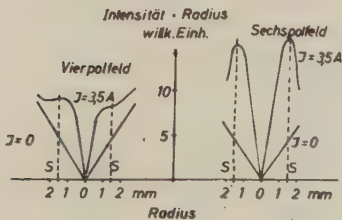


Fig. 7: Teilchenzahl pro Ringfläche im Radiusintervall $r \dots r + dr$ (=Produkt aus Radius und Intensität) als Funktion des Radius für Vier- und Sechspolfeld (Lochblende als Kollimator, $\varnothing = 3\text{mm}$; Magnetstrom 0 A und 3,5 A; s. Fig. 4 und 6)

	Vierpolfeld		Sechspolfeld		
	$\frac{n_{3,5A}}{n_0 A}$	Anteil der Komponente $m_J = +1/2$ (abgeschätzt)	$\frac{n_{3,5A}}{n_0 A}$	Anteil der Komponente $m_J = +1/2$ (abgeschätzt)	
Ionisierereintrittsblende S_4 $\phi = 7 \text{ mm}$	2,8	100%	4,2	88%	1,5
Ionisierereintrittsblende S_4 $\phi = 6 \text{ mm}$	1,7	92% (Mindestwert)	2,2,	94%	1,3
$\frac{n_{3,5A} (S_4 = 6 \text{ mm } \phi)}{n_0 A (S_4 = 3 \text{ mm } \phi)}$	2,4		2,1		

$n_{3,5A}$ bzw. $n_0 A$ = Anzahl der H-Atome, die durch die Eintrittsblende S_4 in den Ionisierer gelangen; Magnetstrom 3,5A bzw. 0A

Übersicht der Vergleichszahlen hinsichtlich Intensität und Trennung der Komponenten $m_J = +1/2$ und $m_J = -1/2$ für Vierpol- und Sechspolfeld (Kollimatorblende $3 \text{ mm } \phi$)

Übersicht (S.12) zusammengestellt. Die Anteile der beiden Stern-Gerlach-Komponenten ($m_J = \pm \frac{1}{2}$) wurden für diese Fälle abgeschätzt, wobei für den Wasserstoff im Entladungsgefäß eine Temperatur von 500°K angenommen wurde. Wie man aus den Intensitätskurven für die Ringkollimatorblende (s. Fig. 5a und 5b) erkennen kann, erhält man für alle Ionisierereintrittsblenden S_4 mit $r < 3\text{mm}$ 100% der Komponente $m_J + \frac{1}{2}$. Jedoch ist die Intensität um etwa ein Drittel kleiner als bei der Verwendung der Lochblende ($\emptyset = 3\text{mm}$) als Kollimator.

C) Ionisation von H_2^- und H-Strahlen (Komponente $m_J = + \frac{1}{2}$)

1) Messung der Strahlintensität und der Ionenströme

Zur Ermittlung von Stromstärke und Polarisationsgrad von Protonen wurden im Vierpol- und Sechspolfeld H-Strahlen in die beiden Komponenten $m_J = + \frac{1}{2}$ und $m_J = - \frac{1}{2}$ aufgespalten. Durch die Ionisierereintrittsblende S_4 ($\emptyset = 3\text{mm}$) konnte Komponente $m_J = + \frac{1}{2}$ in den Ionisierer gelangen. Der von W. Fink⁶⁾ gebaute Ionisierer ionisiert durch Elektronenstoß. Die extrahierten Ionen wurden in einem Faradaykäfig aufgefangen und durch einen Gleichspannungsverstärker gemessen. Gleichzeitig wurde die Intensität des H- bzw. H_2^- -Strahles, der durch den Ionisierer hindurchging, mittels dem in B 1) (S.2) beschriebenen Staurohr gemessen. Der gemessene Ionenstrom als Funktion des Magnetstromes ist in Fig. 8a und 8b für Vierpolfeld und Sechspolfeld aufgetragen (Kurven b). Die Kurven a geben die Abhängigkeit der H-Strahlintensität vom Magnetstrom wieder, die mit dem Staurohr gemessen wurde. Zum Vergleich sind die Werte von Strom und Strahlintensität

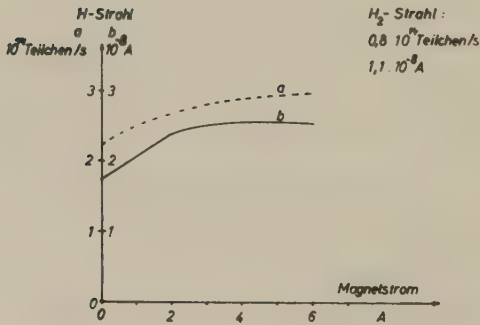
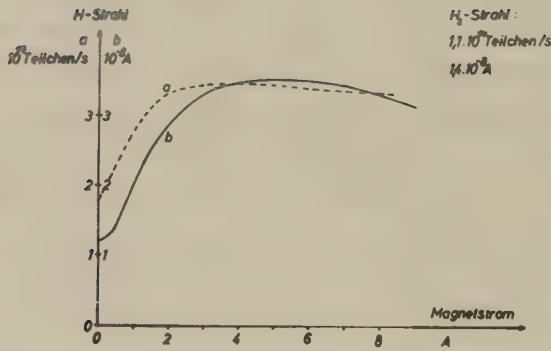


Fig.8: a) Vierpolfeld, b) Sechspolfeld:
Kurve a: Abhängigkeit der H-Strahlstärke (Teilchenzahl/s) des in den Ionisierer gelangenden H-Strahles vom Magnetstrom, mit Staurohr hinter dem Ionisierer gemessen. Durchmesser der Eintrittsblende S_4 des Ionisierers = 3mm.
Kurve b: Durch Ionisation des H-Strahles erzeugter Ionenstrom als Funktion des Magnetstromes.

eines H_2 -Strahles angegeben. Leider konnte ein Einfluß des HF-Senders auf die als Staurohr~~aus~~gebildete Ionisationsmanometerrohre bzw. deren Betriebsgerät nicht ausgeschaltet werden, so daß die Lage der Kurven ~~a~~ ungenau bestimmt ist. Sowohl beim Vierpolfeld als auch beim Sechspolfeld erreicht der Ionenstrom bei einem Magnetstrom von 3,5 A seinen Höchstwert. Für den Ionenstrom i_{Ion} , der im Ionisierer erzeugt wird, gilt

$$i_{Ion} \sim i_{El} n \frac{\sigma}{\bar{v}}$$

i_{El} = Elektronenstrom des Ionisierers

n = Neutralteilchenstrom ($\frac{\text{Teilchen}}{\text{sec}}$)

$\bar{v}$ = mittlere Geschwindigkeit der Neutralteilchen

σ = Stoßquerschnitt der Neutralteilchen für Elektronenstoß

Beim Vierpolfeld war $i_{El} = 300$ mA, beim Sechspolfeld $i_{El} = 235$ mA. Die Werte des Ionenstromes beim Sechspolfeld müssen deshalb mit dem Faktor 1,3 multipliziert werden, damit sie mit denen des Vierpolfeldes vergleichbar werden.

2) Ab schätzung des Dissoziationsgrades und der Temperatur der Wasserstoffentladung, Diskussion der Ionenstrom / Magnetstrom - Charakteristik (Fig. 8a und 8b)

Das Verhältnis der Wirkungsquerschnitte⁷⁾ für Stoßionisation von H und H_2 ist $\frac{\sigma_{H_2}}{\sigma_H} = 1,65$. Die Ionisationswahrscheinlichkeit W ist proportional $\frac{1}{v}$. Dann gilt für das Verhältnis der Ionisationswahrscheinlichkeiten von H und H_2 :

$$\frac{W_{H_2}}{W_H} = \frac{\sigma_{H_2} v_H}{\sigma_H v_{H_2}} = 2,34 \text{ da } v_H = \sqrt{2} v_{H_2}$$

Bestimmt man noch aus den Intensitätskurven der MoO-Aufnahmen

das Verhältnis der Teilchenzahlen, die mit und ohne Magnetfeld in den Ionisierer gelangen und außerdem das Verhältnis der zugehörigen Ionenströme (aus Fig.8a und 8b), so kann man den Dissoziationsgrad in der Wasserstoffentladung ermitteln. Für die Messungen mit dem vierpolfeld (Fig.8a) betrug er etwa 100%, im Fall des Sechspolfeldes war er ca. 40 - 50 %. Abschätzungen der Temperatur des Gases im Entladungsgefäß ergaben 500°K - 600°K . Der niedrige Dissoziationsgrad im Fall des Sechspolfeldes hat wahrscheinlich im wesentlichen seine Ursache in einer Verschmutzung der Röhre.

Das Verhältnis $\frac{i_{3,5A}}{i_{OA}}$ aus Ionenstrom bei 3,5 A Magnetstrom zu Ionenstrom ohne Magnetfeld entnimmt man aus Fig.8a und 8b. Die entsprechenden Verhältnisse $\frac{n_{3,5A}}{n_{OA}}$ für die Teilchenzahlen sind in der Übersicht (S.12) enthalten.

Für das Vierpolfeld erhält man

$$\frac{i_{3,5A}}{i_{OA}} = 2,8 \text{ in Übereinstimmung mit } \frac{n_{3,5A}}{n_{OA}} = 2,8$$

Für das Sechspolfeld weicht das Verhältnis

$$\frac{i_{3,5A}}{i_{OA}} = 2,2 \text{ (40\% Dissoziationsgrad angenommen) von}$$

$$\frac{n_{3,5A}}{n_{OA}} = 4,2 \text{ ab, d.h. daß bei Einschalten des Magnetfeldes}$$

das Anwachsen des Ionenstromes geringer ist als des Anwachsen der Anzahl der in den Ionisierer gelangenden Teilchen.

Es liegt die Annahme nahe, daß bei Einschalten des Magnetfeldes (3,5 A) nicht nur die Anzahl der Teilchen, die in den Ionisierer gelangen, erhöht wird, sondern auch ihre mittlere

Geschwindigkeit, d.h. es werden bei eingeschaltetem Sechspolfeld bevorzugt die schnelleren Teilchen aus der Maxwell'schen Geschwindigkeitsverteilung in den Ionisierer fokussiert. Dadurch nimmt die Ionisationswahrscheinlichkeit wegen der Proportionalität mit $\frac{1}{v}$ ab. Eine näherungsweise Berechnung der Ionisationswahrscheinlichkeit aus den Daten der Kurven a und b in Fig. 8b zeigt eine Abnahme der Ionisationswahrscheinlichkeit mit zunehmendem Magnetfeld.

c) Berechnung des Polarisationsgrades von Protonen

Wie schon erwähnt, war in der Vierpolanordnung des Magneten der Dissoziationsgrad bei den Messungen des Ionenstromes etwa 100 %. Der vom Strahl hervorgerufene Ionenstrom von maximal $3,5 \cdot 10^{-8}$ A bestand also vollständig aus Protonen. Durch die verwendete Ionisierereintrittsblende von 3 mm $\varnothing$ konnten nur Atome der Komponente $m_j = +\frac{1}{2}$ (s. Übersicht S.12) in den Ionisierer kommen. Das bedeutet einen Polarisationsgrad der Protonen von 50 %. Zur Fixierung der Spinrichtung im Raum ist am Ort des Ionisierers ein schwaches homogenes Magnetfeld nötig. Dazu genügt ein Feld von 20 Oe. Das erniedrigt den Polarisationsgrad um etwa 2 % auf 48 %⁸⁾.

Der durch Ionisation des Restgases hervorgerufene Ionenstrom betrug $64 \cdot 10^{-8}$ A, bei einem Druck von $3 \cdot 10^{-7}$ Torr. Aus folgenden Gründen ist nicht zu erwarten, daß genügend Restgasprotonen erzeugt werden, die eine merkliche Verminderung des Polarisationsgrades verursachen:

a) Wegen der Ausheizung des Ionisierers auf 450°C kann angenommen werden, daß der Restgasanteil des Wassers vernachlässigbar klein ist.

b) Der Prozess $H_2 \rightarrow H^+ + H + e$ tritt um den Faktor $1,6 \cdot 10^{-5}$ unwahrscheinlicher auf als der Prozess $H_2 \rightarrow H_2^+ + e$ ⁹⁾.

c) Der Prozess $H_2 + e \rightarrow H + H + e$ mit nachfolgender Ionisation von H wird vernachlässigt.

In der gleichen Apparatur wurde bei Ionisiererbetrieb ein Druck von $1,2 \cdot 10^{-8}$ Torr erreicht ³⁾. In diesem Fall hat man ein Verhältnis Strahl / Untergrund von 1 : 1.

D) Aufspaltung von Orthowasserstoff im starken Sechspolfeld und Ionisierung

Nach einem Vorschlag von R.L.Garwin ¹⁰⁾ sollte es möglich sein, den Orthowasserstoff eines H_2 -Strahles aus einer tiefgeköhlten Strahlquelle (80°K) in einem starken inhomogenen Magnetfeld aufzuspalten und die Komponente $m_{I_1} = m_{I_2} = -\frac{1}{2}$ in einer HF-Ionenquelle zu ionisieren. In der Ionenquelle muß ein starkes Magnetfeld herrschen, damit bei der Dissoziation keine Depolarisation auftritt.

Bei Raumtemperatur ist das thermodynamische Gleichgewichtsverhältnis zwischen Para- und Orthowasserstoff $\frac{p_{H_2}}{o_{H_2}} \approx \frac{1}{3}$.

Bringt man den Wasserstoff in der Strahlquelle auf tiefe Temperatur, so stellt sich das neue thermodynamische Gleichgewichtsverhältnis nur sehr langsam ¹¹⁾ ein. Deswegen ist es möglich, eine tiefgeköhlte H_2 -Strahlquelle zu verwenden, ohne einen zu großen Anteil von p_{H_2} zu bekommen.

An der Atomstrahlapparatur wurden orientierende Ablenkversuche mit H_2 -Strahlen durchgeführt. Als Strahlquelle wurde ein

doppelwandiges Messingrohr verwendet. Als Kühlmittel diente flüssiger Stickstoff (-195°C). Die Austrittsöffnung hatte einen Durchmesser von 0,3 mm. Eine Ablenkung erfahren nur die Komponenten mit parallelem Protonenspin, u.zw. $K_- = (m_{I_1} = -\frac{1}{2}; m_{I_2} = -\frac{1}{2})$ nach innen zur Magnetachse und $K_+ = (m_{I_1} = +\frac{1}{2}; m_{I_2} = +\frac{1}{2})$ nach außen. Der Durchmesser der Ionisierereintrittsblende war 6 mm. Als Ablenkmagnet wurde der Sechspolmagnet verwendet. Im Ionisierer bzw. im Staurohr wurde die Differenz gemessen aus den K_- -Molekülen, die durch das Magnetfeld zusätzlich den Ionisierer erreichten, und den K_+ -Molekülen, die durch das Magnetfeld den Ionisierer nicht mehr erreichten.

Bei 10 A Magnetstrom (ca. 10^5 Oe/cm maximaler grad H am Magneteingang) und 200 mA Elektronenstrom im Ionisierer wurde gemessen:

$$i_{H_2} = 0,8 \cdot 10^{-9} \text{ A} \quad \text{und} \quad n_{H_2} = 2,5 \cdot 10^{13} \text{ Teilchen/s}$$

Bei 5 A Magnetstrom:

$$i_{H_2} = 0,4 \cdot 10^{-9} \text{ A} \quad \text{und} \quad n_{H_2} = 1,4 \cdot 10^{13} \text{ Teilchen/s.}$$

E) Schlußbemerkungen

Die Erzeugung von Protonen mit einem Polarisationsgrad von fast 50 % in dieser Atomstrahlapparatur²⁾ wird ermöglicht durch ein günstiges Verhältnis von H-Strahl-Intensität und Restgasdruck. Der Anteil unpolarisierter Protonen aus dem Restgas kann deswegen niedrig gehalten werden, weil sich der Ionisierer im Ultrahochvakuum³⁾ befindet. Bei den Aufspaltungs- und Fokussierungseigenschaften bei Vierpol- und Sechspolfeld

interessierten vor allem die Fragen nach der Intensität des H-Strahles, der in den Ionisierer fokussiert werden kann, und nach dem Anteil der beiden Stern-Gerlach-Komponenten. In dieser Hinsicht unterschieden sich beide Feldarten in dieser Anordnung nur wenig. Man kann deshalb annehmen, daß auch durch andere Polschuhformen ähnliche Ergebnisse erzielt werden. Bei Ausnützung der gesamten Ionisiereröffnung von 6 mm $\varnothing$ kann ein Protonenstrom von etwa $0,8 \cdot 10^{-7}$ A mit einem Polarisationsgrad von ca. 45 % erreicht werden.

Die Ablenkung einer geeigneten Orthowasserstoffkomponente ($m_{I_1} = -\frac{1}{2}$, $m_{I_2} = -\frac{1}{2}$) mit nachfolgender Ionisierung bietet die Möglichkeit der Herstellung von Protonen mit einem Polarisationsgrad von 100 %, wenn keine Depolarisation im Ionisierer auftritt (s. R.L. Garwin¹⁰). Jedoch ist mit viel kleineren Intensitäten zu rechnen als bei der Methode der Trennung der beiden Stern-Gerlach-Komponenten eines H-Strahles im starken Feld. Da die Ablenkung umgekehrt proportional der absoluten Temperatur ist, ist es zweckmäßig, noch tiefere Temperaturen als die des flüssigen Stickstoffes für die H₂-Strahlquelle zu verwenden.

Eine weitere Anwendungsmöglichkeit dieser Methode liegt in der Aufspaltung von He³-Strahlen ($I = \frac{1}{2}$, $\mu = -2,13\mu_K$).

Anhang

I. Intensitätsmessungen an H_2 -Strahlen für verschiedene Austrittsöffnungen im Entladungsrohr

Zur Auswahl einer geeigneten Austrittsöffnung im Entladungsrohr waren voruntersuchungen nötig. Es wurden für verschiedene Austrittsöffnungen die H_2 -Strahlintensitäten mit einer als Staurohr verwendeten Ionisationsmanometerröhre mit vorge-setztem Röhrchen (5 cm lang, 6 mm $\varnothing$) gemessen. Da auch hohe Drucke vor der Düse verwendet wurden, mußte der große Gas-anfall im ersten Pumpraum mit einer zweistufigen Rootspumpe abgepumpt werden.

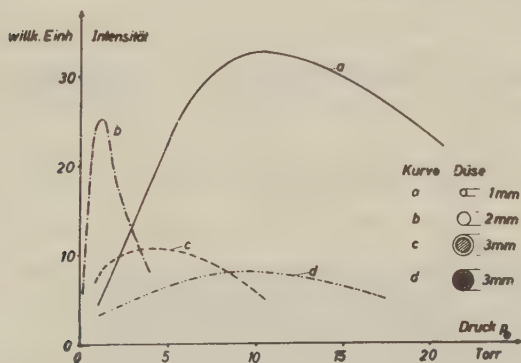


Fig.9: Intensität von H_2 -Strahlen als Funktion des Druckes p_0 im H_2 -Vorratsgefäß, gemessen für verschiedene Formen der Austrittsöffnung.

In Fig.9 ist die Abhängigkeit der H_2 -Strahlintensität als Funktion des gemessenen Druckes im H_2 -Vorratsgefäß für einige charakteristische Austrittsöffnungen aufgetragen. Wegen der verschiedenen Strömungswiderstände, die in diesen Druckbe-

reichen druckabhängig sind, würde für die einzelnen Austrittsöffnungen für den Druck p_D vor der Öffnung der Maßstab in der p_0 -Achse verschieden sein. Bei Berücksichtigung der Strömungswiderstände der Zuleitungen, die vom Vorratsgefäß zur Entladungsröhre gehen, und der Austrittsöffnung, wurde der Druck p_D vor der Öffnung berechnet. So ergab sich für das Maximum von Kurve a ($p_0 = 10$ Torr) ein Druck $p_D = 7$ Torr, für das Maximum von Kurve b ($p_0 = 1$ Torr) ein Druck $p_D = 0,14$ Torr. Beim Vergleich der maximalen Intensitätswerte aller erprobten Formen zeigte sich, wie man auch aus Fig.9 erkennen kann, daß einfache Lochöffnungen am günstigsten sind, wobei es auf den Durchmesser dieser Öffnungen nicht sehr ankommt.

II. Bestimmung der H-Strahlintensität aus der Bläuung der MoO_3 - Schicht

Die Auswertung der MoO_3 -Aufnahmen des H-Strahles geschah auf folgende Weise: Die MoO_3 -Aufnahmen wurden auf eine Fotoplatte fotografiert. Die erhaltenen Negative der H-Strahlaufnahmen wurden mit einem $0,1 \times 0,5$ mm großen Lichtfleck fotometriert der längs der interessierenden Schnittgeraden bewegt wurde. Zur Berücksichtigung der Schwärzungskurven von MoO_3 -Schicht und Fotoplatte wurde auf die MoO_3 -Platte zusätzlich zu den H-Strahlaufnahmen eine "Belichtungstreppe" aufgenommen, d.h. es wurden verschiedene Flächen der MoO_3 -Schicht einem H-Strahl konstanter Intensität (bis auf kleine Schwankungen in der Entladung) verschieden lang ausgesetzt.¹⁾ Durch Fotometrieren der Belichtungstreppe konnte direkt der Zusammenhang zwischen

H-Strahlintensität und den Fotometerwerten ermittelt wurden.

III. H-Strahl-Aufspaltung für verschiedene Kollimatorblenden,
(Ergänzung zu B) 2):

a) Rasterblende

Als Kollimatorblende wurden Rasterblenden verwendet (5 x 5 Löcher, je 0,3 mm $\varnothing$, in einem Quadrat von 4 x 4 mm für das Vierpolfeld; entsprechend sechssymmetrische Anordnung der Löcher für das Sechspolfeld). Durch Aufnahmen von H-Strahlen bei verschiedenen Magnetströmen kann ein qualitativer, anschaulicher Eindruck davon gewonnen werden, wie die Wirkung des Magnetfeldes in den verschiedenen Bereichen auf den H-Strahl ist. Wie man aus Fig.10 für das Vierpolfeld erkennen kann, treten mit zunehmendem Magnetfeld hauptsächlich im Innenraum zwischen den vier Polschuhen Ablenkungen der H-Atome auf. Im Fall des Sechspolfeldes wurden analoge H-Strahlbilder erhalten.



Fig.10: Aufspaltungsbilder eines H-Strahles im Vierpolfeld (Rasterblende als Kollimator mit 5 x 5 Löchern von je $\varnothing = 0,3$ mm auf einer Fläche von 4 x 4 mm; Magnetstrom 0 A; 1,0 A; 2,25 A)

b) Lochblende 2 mm $\varnothing$

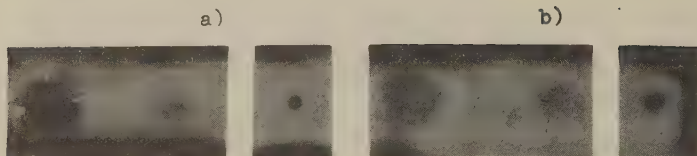


Fig.11: Aufspaltungsbilder eines H-Strahles
(natürl. Größe) für
a) Vierpolfeld, b) Sechspolfeld
(Lochblende als Kollimator $\varnothing = 2$ mm;
Magnetstrom 0 A; 1,0 A; 3,5 A)

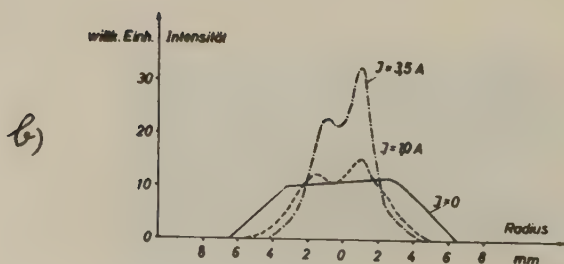
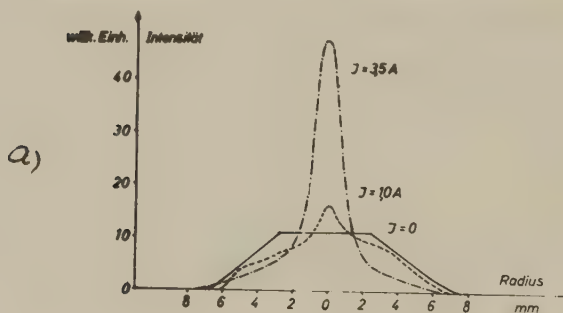


Fig.12: Intensitätsverteilung eines H-Strahles
als Funktion des Radius fotometrisch ausgewerte-
ter FeO_3 -Aufnahmen
a) Vierpolfeld, b) Sechspolfeld
(Lochblende als Kollimator $\varnothing = 2$ mm;
Magnetstrom 0 A; 1,0 A; 3,5 A)

In Ergänzung zu den Aufspaltungsbildern und Intensitätskurven der Ringkollimatorblende und der Kollimatorblende mit $\varnothing = 3 \text{ mm}$ werden in Fig.11 bzw. Fig.12 die Aufspaltungsbilder bzw. Intensitätskurven eines H-Strahles gezeigt, der von einer Kollimatorblende mit $\varnothing = 2 \text{ mm}$ erzeugt wurde.

Vergleicht man die maximalen Intensitäten, die mit Vierpol- bzw. Sechspolfeld erzeugt wurden, so ergibt sich ein etwa um den Faktor 1,5 höherer Wert für das Vierpolfeld. Bei Verwendung der größeren Kollimatorblende von $3 \text{ mm } \varnothing$ wurden etwa gleiche Intensitäten bei Vierpol- und Sechspolfeld gemessen. Im Fall der kleinen Kollimatorblende ($\varnothing = 2 \text{ mm}$) ist das Vierpolfeld dem Sechspolfeld überlegen, da beim Sechspolfeld die Bereiche hoher Feldgradienten nicht voll ausgenutzt werden. Dagegen ist dies bei Verwendung der größeren Kollimatorblende ($\varnothing = 3 \text{ mm}$) der Fall.

IV. Berechnung der Ablenkung von Orthowasserstoff im Vierpolfeld

Um eine Abschätzung der auftretenden Ablenkungen von oH_2 -Molekülen im Vierpol- und Sechspolfeld zu erhalten, genügt es, die einfachere Rechnung für den Fall des Vierpolfeldes durchzuführen. Die Ablenkungen im Sechspolfeld sind höchstens um den Faktor 1,5 größer, da um diesen Faktor der maximale Feldgradient im Sechspolfeld größer ist als der des Vierpolfeldes (s. Fig. 2).

Legt man die z-Achse in die Magnetachse ($z=0$ am Magnetanfang, Magnetlänge l), ist $\frac{H_0}{r_0}$ der Feldgradient am Ort $z = 0$, so läßt

sich die z-Abhängigkeit von $\frac{\partial H}{\partial r}$ darstellen durch

$$\frac{\partial H}{\partial r} = \frac{1}{r_0} \left(1 - \frac{4}{5} \frac{z}{l} \right) \quad \text{für } 0 \leq z \leq \frac{l}{2}$$

$$\frac{\partial H}{\partial r} = \frac{1}{5} \frac{H_0}{r_0} \quad \text{für } \frac{l}{2} \leq z \leq l$$

Dabei wurde die azimutale Abhängigkeit von H vernachlässigt. Dann gilt für die beiden ablenkbaren Komponenten des Orthowasserstoffes:

$$\frac{d^2 r}{dt^2} = \pm \frac{\mu_{H_2}}{m_{H_2}} \frac{\partial H}{\partial r} \quad ; \quad \mu_{H_2} \text{ bzw. } m_{H_2} \text{ ist das magnetische Moment bzw. die Masse eines } oH_2\text{-Moleküls.}$$

Durch Umrechnung wird dann

$$\frac{d^2 r}{dz^2} = \pm \frac{\mu_{H_2}}{m_{H_2} v^2} \frac{\partial H}{\partial r} \quad v = \text{Geschwindigkeit eines Moleküls}$$

Für die Ablenkung s am Ort des Ionisierereingangs erhält man (l' = Abstand des Ionisierers vom Magneten):

$$s = \frac{\mu_{H_2}}{2m v} \frac{H_0}{r_0} (0,61 l^2 + ll')$$

Setzt man $\frac{H_0}{r_0} = 10^5 \frac{\text{Oe}}{\text{cm}}$, wie es im Versuch der Fall war, (s. Abschn.D)

und nimmt man Maxwell'sche Geschwindigkeitsverteilung der Moleküle bei 90°K an, so wird für die oH_2 -Komponente K_- ($m_{I_1} = -\frac{1}{2}$, $m_{I_2} = -\frac{1}{2}$), die zur Achse abgelenkt wird, für 50% der Moleküle die Ablenkung größer als 0,37 mm, für 16% der Moleküle die Ablenkung größer als 0,85 mm, für 2% der Moleküle die Ablenkung größer als 3,50 mm.

Herrn Professor Dr. R. Fleischmann danke ich herzlich, daß er mir diese Arbeit überließ und ihre Durchführung unterstützte. Herrn Dipl.Phys. H.P. Jochim bin ich für viele wertvolle Hinweise und seine freundliche Mithilfe sehr dankbar. Herrn cand.phys. K. Kwasnitza danke ich für seine Hilfe bei Messungen. Der von Herrn Dipl.Phys. D. Seyboth entworfene Sender war für diese Arbeit von großem Wert. Das Bundesatomministerium stellte Mittel zur Verfügung.

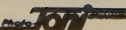
Literatur

- 1) G. Clausnitzer, R. Fleischmann und H. Schopper, Z. Phys. 144, 336 (1956)
G. Clausnitzer, Z. Phys. 153, 609 (1958)
- 2) H.P. Jochim, Dissertation, Erlangen, 1962
- 3) K. Kwasnitza, Diplomarbeit, Erlangen, 1962, unveröffentlicht
- 4) D.R. Hamilton, A. Lemonick und F.M. Pipkin, Phys. Rev. 95, 1356 (1954)
- 5) G. Fritsch, Diplomarbeit, Erlangen, 1959, unveröffentlicht
- 6) W. Fink, Tag. d. Phys. Ges. in Bayern, 1961
- 7) J.T. Tate und P.T. Smith, Phys. Rev. 39, 270 (1932)
W.L. Fite und R.T. Brackmann, Phys. Rev. 112, 1141 (1958)
- 8) L. Brown, E. Baumgartner, P. Huber, H. Rudin und H.R. Striebel, H.P.A. Suppl. VI S. 77;
M.K. Craddock, H.P.A. Suppl. VI S. 77
- 9) H.E. Newhall, Phys. Rev. 62, 11 (1942)
- 10) R.L. Garwin, Rev. Sci. Instr. 29, 374 (1958)
- 11) L. Farkas, Ergeb. d. ex. Natw. 12, 163 (1933) .

Lebenslauf

Am 16. April 1933 wurde ich als Sohn des Revierförsters Benno Fritsch und seiner Ehefrau Inge Fritsch, geb. Zettl, in Eger geboren. Von 1939 bis 1943 besuchte ich die Volksschule in Eger und trat dann in die erste Klasse der Oberschule für Jungen in Eger ein. Die dritte Klasse der Oberschule besuchte ich von 1946 bis 1947 in Marktredwitz/Ofr. Im September 1947 kam ich in die vierte Klasse der Oberschule in Neuburg/Donau und legte dort 1952 die Reifeprüfung ab. Im WS 1952 begann ich an der Friedrich-Alexander-Universität Erlangen das Studium der Physik. Im Juli 1955 bestand ich die Diplom-Vorprüfung für Physik. Im Mai 1957 begann ich mit der Diplomarbeit am Physikalischen Institut in Erlangen und legte nach Abschluß dieser Arbeit im Mai 1959 die Diplom-Hauptprüfung ab. Danach war ich vier Monate bei der Fa. Standard Elektrik Lorenz AG in Nürnberg angestellt. Seit November 1959 bin ich als wissenschaftliche Hilfskraft am Physikalischen Institut in Erlangen tätig und habe in dieser Zeit vorliegende Arbeit angefertigt. Am 14. November 1961 heiratete ich Fräulein Lore Seitz.

Erlangen, den 4. April 1962

Photodruck von 

Anton Meier & Co.

Erlangen - Hauptstraße 47 - Ruf 3144

